HISTORIA DE LA FÍSICA

De la superconductividad al bosón de Higgs

Buena parte de las ideas que condujeron al mecanismo de Higgs se originaron en la física de la materia condensada. Su historia ayuda a entender desde otra perspectiva una de las piedras angulares de la física de partículas

Miguel Á. Vázquez-Mozo

SERIE

LA FÍSICA DE PARTÍCULAS ANTES Y DESPUÉS DEL BOSÓN DE HIGGS

1. **El problema de la supersimetría**
   Joseph Lykken y Maria Spiropulu
   Junio de 2014

2. **Los orígenes históricos del mecanismo de Higgs**
   Miguel Á. Vázquez-Mozo
   Julio de 2014

3. **Más allá del modelo estándar: Una visión fenomenológica**
   Entrevista con Álvaro de Rújula
   Agosto de 2014

4. **Física de partículas y cosmología: Perspectivas teóricas**
   Entrevista con Luis Álvarez-Gaumé
   Septiembre de 2014

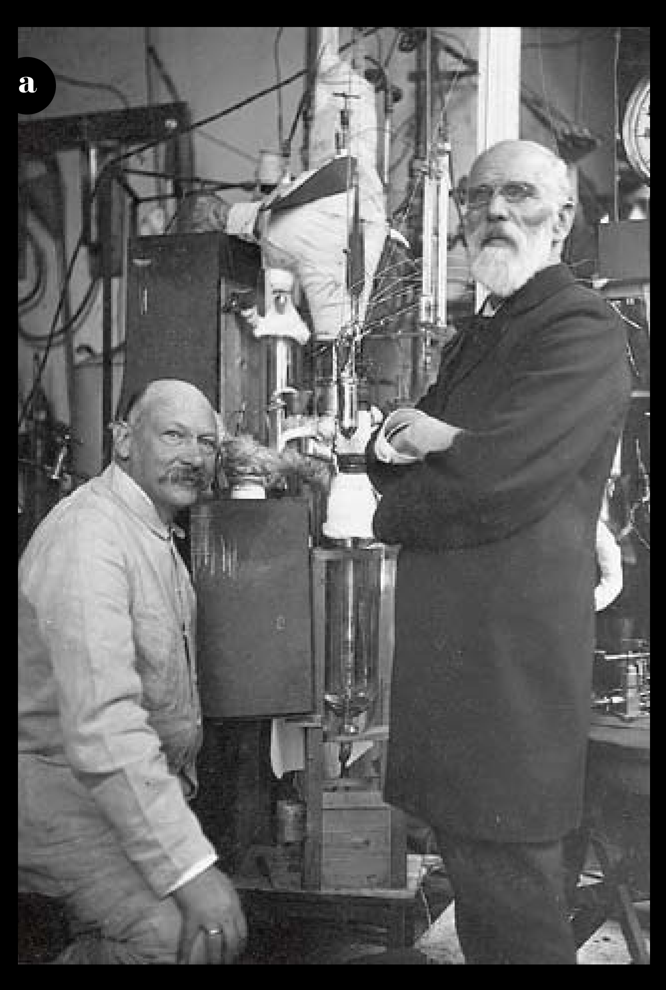
EN SÍNTESIS

El hallazgo del bosón de Higgs, descubierto en el CERN hace ahora dos años, confirmó el mecanismo escogido por la naturaleza para dotar de masa a las partículas elementales.

Dicho mecanismo se basa en una idea clave en física: la ruptura espontánea de simetría. Su origen se encuentra estrechamente ligado a los esfuerzos por entender la superconductividad.

Philip Anderson desempeñó un papel crucial a la hora de estudiar tales ideas en materia condensada. En física de partículas destacaron los trabajos de Yoichiro Nambu y Jeffrey Goldstone.

Algunas de las claves del mecanismo de Higgs pueden retrotraerse a los trabajos de Ernst Stueckelberg. En 1938, el físico formuló una versión de la electrodinámica con fotones masivos.











DE LOS MATERIALES A LAS MATEMÁTICAS: Heike Kamerlingh-Onnes (*a*, *izquierda*), Philip Anderson (*b*), Yoichiro Nambu (*c*) y Jeffrey Goldstone (*d*).

Miguel Ángel Vázquez-Mozo es físico teórico de la Universidad de Salamanca y miembro del Instituto Universitario de Física Fundamental y Matemáticas, de la misma universidad. Investiga en teoría cuántica de campos, teoría de cuerdas y cosmología. Desde hace varios años imparte también clases de historia de las ideas físicas en la facultad de filosofía.



En 1913, Heike Kamerlingh-Onnes, el descubridor de la superconductividad, especulaba con la posibilidad de usar bobinas superconductoras para producir campos magnéticos «mucho más intensos que los obtenidos con los electroimanes más potentes». Casi un siglo después, dicha técnica se aplicaría en la construcción del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) del CERN y desempeñaría con ello un papel fundamental en el hallazgo del bosón de Higgs, descubierto hace ahora dos años.

Sin embargo, la relación entre la superconductividad y el bosón de Higgs va mucho más allá del uso tecnológico de la primera en los aceleradores de partículas. El proceso intelectual que condujo a los trabajos de Robert Brout, François Englert y Peter Higgs se vio muy influido por los intentos para entender la superconductividad. Repasar aquellos avances no solo reviste un genuino interés histórico, sino que nos brinda un prisma único para analizar una de las nociones clave de la física de partículas moderna.

En abril de 1911, en su laboratorio de la Universidad de Leiden, Kamerlingh-Onnes había observado que la resistencia eléctrica de un cable de mercurio desaparecía casi por completo cuando su temperatura disminuía por debajo de 4,2 grados Kelvin. Había descubierto la superconductividad: el fenómeno por el que algunos materiales dejan de oponer resistencia al paso de la corriente eléctrica cuando se enfrían por debajo de cierta temperatura crítica.

El conocimiento de las propiedades físicas de los superconductores fue avanzando gradualmente en las décadas que siguieron. Uno de los hitos en ese proceso tuvo lugar en 1933. Aquel año, en el Instituto Físico-Técnico de Berlín, Walther Meissner y Robert Ochsenfeld observaron que, al colocar un superconductor en un campo magnético externo, este penetraba en el material si la temperatura era superior a la crítica. Sin embargo, por debajo de dicha temperatura, el campo magnético era «expulsado» del seno de la muestra. Este efecto, responsable de fenómenos como la levitación magnética, resulta tan fundamental que, con el tiempo, ha sido reconocido como la señal característica de la fase superconductora de un material.

Otro resultado clave llegó en 1953. Al estudiar experimentalmente las propiedades termodinámicas de diversos superconductores, Bruce Goodman, de los Laboratorios Mond de la Real Sociedad en Cambridge, observó que, una vez alcanzada la fase superconductora, la energía necesaria para excitar un electrón por encima del estado fundamental (la configuración de mínima energía) no podía ser arbitrariamente pequeña. Debía sobrepasar cierto umbral mínimo, cuyo valor dependía de la temperatura crítica del material.

No obstante, y tras casi medio siglo de estudio, el problema de explicar en términos cuánticos por qué ciertos materiales se tornaban superconductores a bajas temperaturas permanecía abierto. En 1957, John Bardeen, Leon Cooper y John Schrieffer, de la Universidad de Illinois, hallaron una elegante descripción microscópica del fenómeno. Su idea se basaba en el hecho de que los electrones de un material pueden interaccionar entre sí intercambiando fonones, los cuantos de vibración de la red cristalina. Bajo ciertas condiciones, esa interacción genera estados ligados de dos electrones, llamados pares de Cooper. Aunque los electrones son fermiones (partículas de espín semientero), cada par de Cooper se comporta como un bosón; es decir, como una partícula de espín entero. Los bosones no cumplen el principio de exclusión de Pauli, por lo que un número indefinido de ellos puede «condensar» en un mismo estado cuántico, algo imposible para los electrones desapareados. Cuando los pares de Cooper condensan en un estado de mínima energía, el material se torna superconductor.

EL PROBLEMA DE LA INVARIANCIA GAUGE

La teoría BCS, así llamada en honor a sus autores, permitía dar cuenta de gran parte de la fenomenología de la superconductividad. En particular, explicaba tanto el efecto Meissner-Ochsenfeld como la existencia de una energía umbral de excitación. También predecía otros efectos que pronto fueron confirmados. Sin embargo, aunque gozó de muy buena acogida entre los físicos experimentales, los teóricos no se mostraron tan entusiastas. Había un aspecto que era percibido como muy poco satisfactorio: la descripción del efecto Meissner-Ochsenfeld no era invariante bajo las transformaciones gauge del electromagnetismo.

La invariancia gauge constituye una propiedad fundamental de las ecuaciones básicas del electromagnetismo, tanto en su versión clásica como en su formulación cuántica. Hace referencia a cierta libertad que existe a la hora de «etiquetar» ma-

temáticamente los grados de libertad que aparecen en dichas ecuaciones. Decimos que una teoría es invariante gauge cuando sus predicciones físicas no dependen de cómo elijamos tales etiquetas. Esta propiedad resulta fundamental para eliminar aquellos grados de libertad que no son físicos. En el caso del electromagnetismo, ello garantiza que la teoría describe un fotón sin masa y con solo dos polarizaciones independientes. La invariancia gauge se encuentra asociada, además, a la ley de conservación de la carga eléctrica.

En la teoría BCS, el problema aparece porque el estado fundamental del superconductor no es invariante gauge. La razón se debe a que la configuración de mínima energía queda descrita por una superposición cuántica de estados con diferente número de electrones y, por tanto, con distinto valor de la carga eléctrica. Como consecuencia, el estado fundamental no tiene asignada una carga eléctrica bien definida.

En una serie de artículos publicados a lo largo de 1958, Philip Anderson, por entonces en los Laboratorios Bell, halló la clave para resolver el problema. La formulación original de la teoría BCS solo consideraba aquellas configuraciones en las que un pequeño número de electrones se encontraban excitados por encima del estado fundamental. Anderson demostró que la invariancia gauge quedaba restaurada si, junto a dichos estados, se incluían ciertas excitaciones colectivas que involucraban un número macroscópico de electrones.

Sin embargo, la adición de tales estados colectivos resultaba potencialmente peligrosa. Sus energías de excitación eran arbitrariamente pequeñas, por lo que la teoría perdía su capacidad para explicar la existencia de una energía umbral en las excitaciones del superconductor. Anderson solucionó el problema incluyendo la interacción electrostática de largo alcance entre los electrones. Al hacerlo, los modos colectivos adquirían una energía de excitación mínima.

EL CONTAGIO A LA FÍSICA DE PARTÍCULAS

La cuestión de la invariancia gauge en la teoría BCS atrajo la atención de Yoichiro Nambu, físico de partículas de la Universidad de Chicago que, en 1960, publicó un trabajo que confirmaba los resultados de Anderson con métodos de teoría cuántica de campos. Su análisis preservaba en todo momento la invariancia gauge y, además, clarificaba por qué los modos colectivos resolvían los problemas de la teoría BCS: la falta de invariancia gauge del estado fundamental quedaba compensada por las propiedades de transformación gauge de dichos estados colectivos. Gracias a ello, la teoría completa se tornaba invariante gauge.

En palabras de Anderson, Nambu fue quien presentó la superconductividad a la comunidad de físicos de partículas. El mismo año en que publicó su artículo sobre la superconductividad, Nambu formuló un modelo sobre los nucleones (protones y neutrones) inspirado por la teoría BCS. Dicho modelo, que más tarde desarrollaría en colaboración con Giovanni Jona-Lasinio, por aquella época también en la Universidad de Chicago, estableció una correspondencia entre ambos problemas que, a la postre, resultaría clave en la historia que nos ocupa.

En primer lugar, la masa de una partícula constituía el análogo de la energía umbral de excitación en un superconductor. Para entender por qué, pensemos en un fotón. Cuando se emite una partícula de luz, su energía puede ser tan pequeña como deseemos: basta con que su longitud de onda sea lo suficientemente grande. Ello se debe a que el fotón carece de masa. Sin embargo, si una partícula posee una masa m, su energía nunca podrá ser menor que la que tiene en reposo, dada por la famosa ecuación $E = mc^2$. Así pues, la masa de una partícula determina la energía mínima necesaria para emitirla. En un sólido, ello resulta equivalente a la energía umbral de excitación.

Por otro lado, las transformaciones gauge de la teoría BCS correspondían, en la teoría de Nambu, a las transformaciones quirales de los nucleones. Las partículas de espín 1/2, como los protones, neutrones o electrones, poseen una propiedad llamada quiralidad, en términos de la cual pueden clasificarse en «dextrógiras» y «levógiras» (un atributo relacionado con los dos estados de espín de la partícula). Las transformaciones quirales son aquellas que asignan cierta etiqueta matemática a las partículas dextrógiras y una etiqueta opuesta a las levógiras.

Al igual que la invariancia gauge se encuentra asociada a la conservación de la carga eléctrica, la invariancia bajo transformaciones quirales se relaciona con la conservación del número de partículas dextrógiras menos el de partículas levógiras. Sin embargo, las partículas con masa no conservan la quiralidad: un neutrón inicialmente dextrógiro se convertirá en uno levógiro, y viceversa. Ello se debe a que, en realidad, una partícula masiva de espín 1/2 queda descrita por una superposición cuántica de una componente dextrógira y otra levógira.

Con su modelo sobre los nucleones, Nambu intentaba que la masa de protones y neutrones no fuese un ingrediente a priori de la teoría, sino una consecuencia natural de ella, tal y como ocurría en la teoría BCS con la energía umbral de excitación de un superconductor. A tal fin, formuló una teoría de campos que describía partículas de espín 1/2 y que resultaba invariante bajo transformaciones quirales. Dicha teoría contaba, además, con una propiedad esencial: poseía un conjunto continuo de «vacíos»; es decir, todo un abanico de configuraciones de mínima energía.

La simetría quiral implicaba que, en sus ecuaciones básicas, el modelo de Nambu no podía incluir explícitamente ningún término de masa para las partículas. No obstante, dicha simetría no era manifiesta en ninguno de los vacíos posibles. Dado que los nucleones se identificaban con las excitaciones sobre el vacío «escogido» por la teoría, podían adquirir masa sin comprometer por ello la simetría de la teoría completa. Además, como subproducto aparecía un bosón de espín 0 y sin masa.

La situación en la cual el estado fundamental de un sistema goza de menos simetrías que la teoría completa recibe el nombre de ruptura espontánea de simetría. Un ejemplo sencillo nos lo proporciona un ferroimán. A temperaturas elevadas no hay imantación, por lo que el sólido es simétrico (no presenta ninguna dirección privilegiada). Sin embargo, cuando la temperatura disminuye por debajo de cierto valor, la muestra se imanta de forma espontánea y aparece una dirección especial: la que une los polos norte y sur del imán.

Desde un punto de vista microscópico, ello se debe a que los posibles estados de mínima energía corresponden a aquellas configuraciones en las que los dipolos magnéticos de los átomos

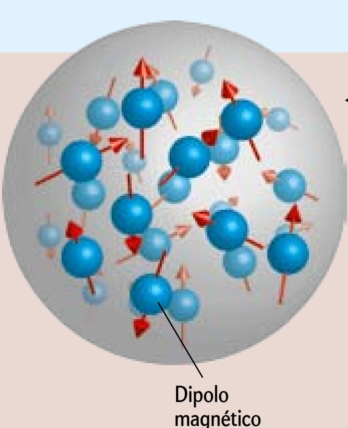
En palabras de Anderson, Nambu fue quien presentó la superconductividad a la comunidad de físicos de partículas

Imanes, superconductores y partículas elementales

La descripción de la superconductividad y el modelo estándar de la física de partículas comparten un principio clave en física: la ruptura espontánea de simetría. Este fenómeno ocurre cuando la configuración de mínima energía de un sistema (también llamada «vacío», o estado fundamental) posee menos simetrías que la teoría completa. Los tres ejemplos siguientes ilustran la situación.

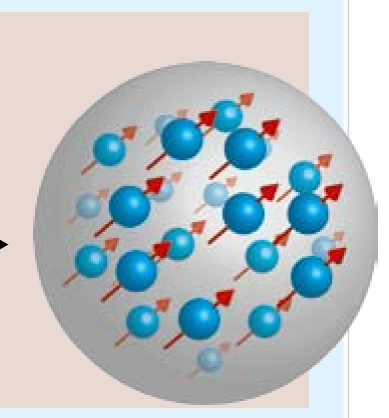
Ferroimanes

Un imán se halla compuesto por una gran cantidad de dipolos magnéticos microscópicos. La imantación (la emergencia de los polos norte y sur) aparece cuando dichos dipolos se alinean en una misma dirección.



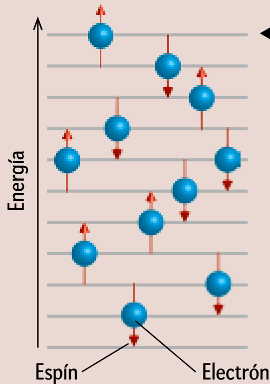
◀ Cuando la temperatura es elevada, la agitación térmica hace que los dipolos magnéticos se orienten en direcciones aleatorias e independientes entre sí. El sólido no presenta ninguna dirección privilegiada.

Cuando la muestra se enfría, el campo magnético de cada dipolo basta para orientar a sus vecinos en la misma dirección. El sólido se imanta y aparece un eje norte-sur, por lo que la simetría rotacional inicial se pierde. ▶



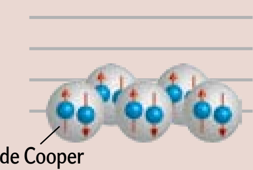
Superconductores

En un superconductor, los electrones pueden formar «pares de Cooper»: estados ligados de dos electrones con espín opuesto. Cada par de Cooper se comporta como un bosón, una clase de partículas que no obedecen el principio de exclusión de Pauli. Así, los pares de Cooper pueden «condensar» en un mismo estado de energía mínima. Cuando eso ocurre, el material se torna superconductor.



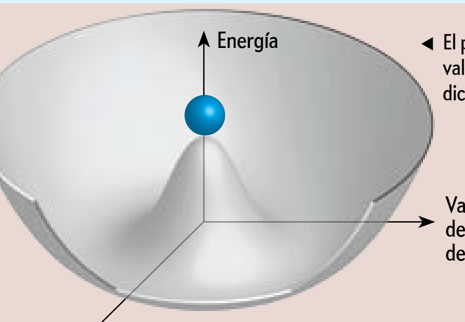
◀ A altas temperaturas, los electrones se propagan de manera independiente. Los electrones son fermiones, por lo que obedecen el principio de exclusión de Pauli. En consecuencia, en cada nivel energético solo puede haber, como máximo, dos electrones (con espín opuesto).

Por debajo de cierta temperatura crítica, los pares de Cooper se asientan en el estado de mínima energía. Dicha configuración rompe la invariancia gauge, una propiedad matemática fundamental de las ecuaciones del electromagnetismo. ▶



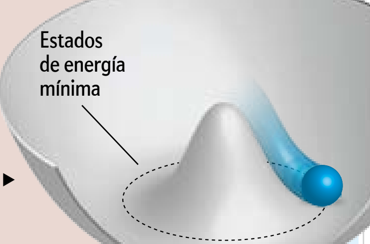
Modelo estándar

Hoy sabemos que el universo se encuentra impregnado por el campo de Higgs. En cada punto del espacio, dicho campo se halla sometido a un potencial como el que muestra la figura, también conocido como «potencial de sombrero mexicano». Matemáticamente, el campo de Higgs se comporta como una bola que rueda sobre dicha geometría.



◀ El potencial es simétrico. No obstante, el valor del campo de Higgs que hace que dicha simetría sea aparente es inestable.

Cada punto del valle del potencial corresponde a una posible configuración de mínima energía. Cuando el campo de Higgs «cae» a una de ellas, la simetría inicial deja de ser manifiesta. ▶



se encuentran alineados unos con otros, por lo que «seleccionan» una dirección en el espacio. Dicha dirección puede ser cualquiera (puesto que la teoría completa sí es simétrica), pero, una vez escogida, la simetría inicial bajo rotaciones desaparece.

La analogía «superconductora» del modelo de Nambu es ahora clara: la ruptura espontánea de la simetría quiral al escoger un vacío corresponde, en la teoría BCS, a la pérdida de invariancia gauge que tiene lugar cuando el superconductor se asienta en su estado fundamental. Por otra parte, el equivalente al bosón de espín 0 y sin masa que aparecía al romperse la simetría lo constituyen las excitaciones colectivas del superconductor que, antes de introducir la interacción coulombiana, carecían de una energía umbral de excitación.

Pronto se vio que los bosones sin masa del modelo de Nambu constituían una consecuencia genérica del mecanismo de ruptura espontánea de simetría. Este resultado, conocido como teorema de Goldstone, fue formulado en 1961 por Jeffrey Goldstone, de la Universidad de Cambridge, y demostrado para teorías de campos relativistas por él mismo en colaboración con Abdus Salam y Steven Weinberg, por entonces en el Colegio Imperial de Londres. Los correspondientes bosones sin masa reciben el nombre de bosones de Goldstone, o bosones de Nambu-Goldstone.

¿BOSONES SIN MASA?

La idea de que una simetría pudiera romperse espontáneamente fue muy bienvenida en física de partículas, ya que permitía aplicar las simetrías —una herramienta matemática muy poderosa— a la descripción de fenómenos en los que estas no se mostraban de manera explícita. Sin embargo, la aparición de bosones de Nambu-Goldstone resultaba mucho menos atractiva, ya que no había ningún indicio experimental de su existencia.

En 1954, Chen-Ning Yang y Robert Mills, del Laboratotio Nacional de Brookhaven, habían formulado una clase de teorías que generalizaban el electromagnetismo. Al igual que este, dichas teorías también resultaban invariantes frente a cierta clase de transformaciones gauge. En ellas, sin embargo, las interacciones quedaban mediadas por varios tipos de «fotones»; es decir, por varios bosones de espín 1 y sin masa (al contrario que el electromagnetismo, que solo describe un tipo de fotón).

Las teorías de Yang-Mills se convertirían con el tiempo en la piedra angular sobre la que se formularía el modelo estándar de la física de partículas. No obstante, una de sus primeras aplicaciones fue la construcción de modelos de la interacción nuclear fuerte, en los que la invariancia gauge se identificó con ciertas simetrías de la física nuclear, como el isospín. Esos modelos, que quedarían finalmente superados en la década de los setenta con la formulación de la cromodinámica cuántica, adolecían de un grave problema. Dado el corto alcance de la interacción fuerte, era de esperar que bosones mediadores de la interacción tuviesen masa. Sin embargo, la invariancia gauge de las teorías de Yang-Mills exigía que su masa fuese exactamente igual a cero.

En 1962, Julian Schwinger, uno de los padres de la electrodinámica cuántica, entró en el debate con un breve y críptico artículo en el que se preguntaba si la existencia de bosones mediadores sin masa era realmente ineludible en las teorías con invariancia gauge. Aunque su respuesta fue que podrían evitarse bajo ciertas condiciones, su trabajo no ofrecía ningún ejemplo concreto en que estas se cumplieran. En una segunda contribución, aplicó sus ideas a una versión simplificada de electrodinámica cuántica con una sola dimensión espacial. En ese caso particular, el físico demostró que el «fotón» sí podía adquirir masa sin comprometer la invariancia gauge.

A pesar de lo elusivo del resultado, el primer artículo de Schwinger ejerció una importante influencia intelectual sobre Anderson. Para él, el doble problema de la masa nula de los bosones de Nambu-Goldstone y el de los bosones sin masa de Yang-Mills guardaba claras reminiscencias con la teoría BCS. En esta, la inclusión de la interacción coulombiana hacía aparecer una energía mínima de excitación para los modos colectivos, lo cual resultaba análogo a una masa para los bosones de Nambu-Goldstone. Por otra parte, el apantallamiento de los campos magnéticos característico del efecto Meissner-Ochsenfeld podía interpretarse de manera natural como la existencia de una masa efectiva para el fotón.

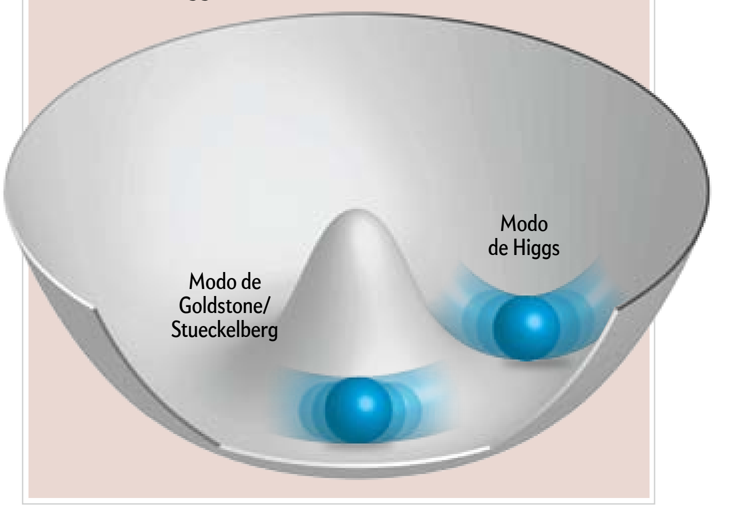
En 1963, Anderson dio a conocer sus ideas en un artículo hoy célebre. Su argumento se basaba en el hecho de que, si bien un bosón de espín 1 y sin masa —como el fotón— solo puede tener dos polarizaciones independientes, un bosón de espín 1 con masa presenta tres polarizaciones: las dos transversales (horizontal y vertical, por ejemplo) y una longitudinal. Anderson demostró que, en un superconductor, el modo colectivo que permitía restablecer la invariancia gauge se combinaba con las dos polarizaciones habituales del campo electromagnético, lo que

OSCILACIONES EN EL VACÍO

La vida en el valle de Higgs

La ruptura espontánea de simetría modifica la dinámica de un sistema físico. Una vez alcanzado el estado de mínima energía en un potencial de tipo sombrero mexicano, el campo considerado conserva dos grados de libertad. El primero, conocido como modo de Goldstone, o modo de Stueckelberg, corresponde a las oscilaciones a lo largo de la dirección plana del valle de potencial. Puede activarse («echarse a rodar») sin coste energético alguno, por lo que físicamente se encuentra asociado a una partícula sin masa. En el modelo estándar este modo no se observa como tal, sino que se combina con las partículas portadoras de la interacción débil.

En el caso de las oscilaciones radiales, la curvatura hace que sea necesaria una energía mínima para excitarlas. En términos físicos, tales oscilaciones se corresponden con un bosón masivo de espín 0. En el modelo estándar, este no es otro que el bosón de Higgs.



INVESTIGACIÓN Y CIENCIA, SEGÚN EL AUTOR

daba lugar a las tres polarizaciones características de un fotón con masa. Aunque el caso estudiado por Anderson no resultaba compatible con la teoría de la relatividad especial, el físico conjeturó la existencia de un mecanismo relativista aplicable en física de partículas. Lo expresó diciendo que el problema de los bosones sin masa de Nambu-Goldstone y el de los bosones sin masa de Yang-Mills podrían «cancelarse» mutuamente.

A pesar de todo, el mecanismo propuesto por Anderson no encandiló a los físicos de partículas. Aunque parecía proporcionar una manera elegante de evitar los bosones sin masa en materia condensada, su aplicación a las teorías de campos relativistas resultaba, cuando menos, dudosa. En particular, no quedaba claro cómo evitar las consecuencias generales del teorema de Goldstone, que en teorías relativistas había sido demostrado con un alto grado de rigor matemático.

LA LLEGADA DEL BOSÓN DE HIGGS

En un artículo publicado en marzo de 1964, Abraham Klein y Benjamin Lee, de la Universidad de Pensilvania, argumentaron que el teorema de Goldstone no podía aplicarse a las teorías no relativistas del tipo de las usadas por Anderson. Según los autores, ello abría la posibilidad de evitar los resultados del teorema también en el caso relativista. Pero dicha conclusión fue puesta en tela de juicio tres meses después por Walter Gilbert, físico de Harvard que estaba a punto de iniciar una exitosa carrera como bioquímico que en 1980 le llevaría a ganar el Nobel de química. Gilbert sostenía que las razones aducidas por Klein y Lee para invalidar el teorema de Goldstone no podían generalizarse a teorías relativistas y que, por tanto, los bosones sin masa de Nambu-Goldstone eran ineludibles en física de partículas.

Es en el contexto de esta controversia cuando aparecieron los trabajos independientes de Brout y Englert (el 26 de junio de 1964) y Higgs (el 15 de septiembre y el 19 de octubre). Sus artículos, hoy ya clásicos, zanjarían para siempre la cuestión de cómo «evadir» el teorema de Goldstone. La solución dada en ambos casos estaba formulada en términos del mismo modelo: un campo escalar (de espín 0) dotado de carga eléctrica que, en el vacío, adquiría un valor distinto de cero. Ello rompía espontáneamente la invariancia gauge y, como consecuencia, aparecía una versión relativista del mecanismo de Anderson: el bosón de Nambu-Goldstone resultante de la ruptura de la simetría gauge se mezclaba con las dos polarizaciones del fotón, lo que generaba las tres polarizaciones de un fotón con masa.

En su segundo trabajo, Higgs mostraba que, además de ese fotón masivo, el modelo contenía un bosón escalar con masa: el que hoy conocemos como bosón de Higgs. En términos físicos, este se correspondía con las oscilaciones espaciotemporales del campo escalar que rompía la invariancia gauge. Aunque dicha partícula no se mencionaba explícitamente en el artículo de Brout y Englert, sí se encontraba implícita en su análisis. En él, los investigadores consideraban asimismo el caso de interacciones de Yang-Mills con varios bosones mediadores.

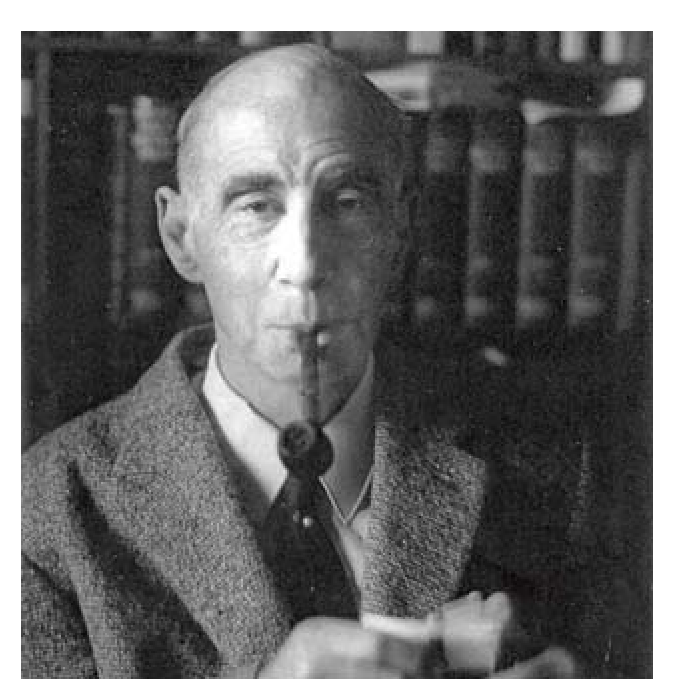
El 16 de noviembre de ese año apareció el trabajo de Carl Hagen, Gerald Guralnik y Tom Kibble, del Colegio Imperial de Londres, en el que también discutían el modelo propuesto por Brout, Englert y Higgs. En 1967, Salam y Weinberg aplicaron dicho mecanismo al modelo de la interacción electrodébil propuesto en 1961 por Sheldon Glashow, por entonces en Caltech. El modelo de Glashow no era invariante gauge, ya que en él las partículas tenían asignada una masa explícita. Sin embargo, al incorporar el mecanismo de Higgs, Brout y Englert, el resultado era una teoría en la que, a bajas energías, la invariancia gauge quedaba espontáneamente rota por el valor que tomaba el campo de Higgs en el vacío. Como consecuencia, los bosones mediadores de la interacción débil (las partículas *W* y *Z*) adquirían masa y, al mismo tiempo, también lo hacían las partículas como los electrones. Así quedaría formulado lo que, una vez incorporada la cromodinámica cuántica, se convertiría en el modelo estándar de la física de partículas.

EL LEGADO DE STUECKELBERG

La razón última por la cual el mecanismo propuesto por Brout, Englert y Higgs evita los bosones sin masa predichos por el teorema de Goldstone se debe a que la invariancia gauge no es una simetría en el sentido en el que este término suele entenderse en física. Por regla general, cuando una simetría actúa sobre un estado físico, el resultado es otro estado físico o una superposición de ellos. Las transformaciones gauge, sin embargo, no cambian el estado físico sobre el que actúan, sino solamente la «etiqueta matemática» con la que lo caracterizamos. Es decir, se trata en realidad de una redundancia a la hora de describir los estados físicos de un sistema.

Dicha redundancia resulta sin embargo muy útil, ya que permite describir teorías como el electromagnetismo o la cromodinámica cuántica de forma local (sin acciones a distancia) e invariante relativista, dos propiedades clave en física de partículas. A pesar de ello, a efectos prácticos de cálculo a veces resulta necesario reducir o eliminar la redundancia gauge. Para ello debe determinarse una prescripción sobre cómo fijar las etiquetas matemáticas en cuestión. Al hacerlo, la teoría resultante pierde la invariancia gauge de la formulación original.

En el caso del mecanismo de Brout-Englert-Higgs, la teoría sigue manteniendo la invariancia gauge, si bien esta se encuentra espontáneamente rota en el vacío. Lo que ocurre es que existe una



PIONERO DE LA TEORÍA DE CAMPOS: Aunque no tan conocido como otros de sus colegas, Ernst C. G. Stueckelberg fue uno de los físicos teóricos más brillantes del pasado siglo. Algunos de sus trabajos contribuyeron de manera decisiva a aclarar el significado físico de la invariancia gauge.

AIP EMILIO SEGRÈ VISUAL ARCHIVES

LA MASA EN EL MODELO ESTÁNDAR

Tres tipos de masa

Aunque el mecanismo de Brout-Englert-Higgs (BEH) constituye una piedra angular de la teoría de las interacciones electrodébiles, originalmente fue propuesto en el contexto de los primeros modelos de la interacción nuclear fuerte. Estos predecían la existencia de dos tipos de partículas sin masa que, sin embargo, no se observaban en los experimentos: los bosones de Goldstone (que aparecen en teorías con simetrías espontáneamente rotas) y los bosones sin masa mediadores de las interacciones (análogos al fotón).

El mecanismo de BEH, propuesto en 1964, explicó por qué esas partículas sin masa no se correspondían con los estados físicos de la teoría. Su aplicación al modelo electrodébil llegó tres años después, de la mano de Steven Weinberg y Abdus Salam. En su formulación definitiva, el modelo estándar explica la masa de las diferentes partículas por medio de tres procesos:

Absorción de bosones de Goldstone

En el caso de los bosones W^+, W^- y Z (los mediadores de la interacción débil), la generación de sus masas ocurre porque el bosón de Higgs posee «carga débil». Ello rompe espontáneamente la invariancia gauge de dicha interacción y, como consecuencia, surgen tres bosones de Goldstone (G). El mecanismo de BEH implica que estos no se observan como grados de libertad independientes, sino que se combinan con los bosones mediadores de la interacción débil, lo que les confiere sus respectivas masas.

Por otro lado, el hecho de que el bosón de Higgs no posea carga eléctrica implica que el fotón no adquiere masa.

Interacción con el bosón de Higgs

La masa de las partículas como los quarks y los electrones (e) se halla estrechamente ligada a su acoplamiento con el bosón de Higgs (h). La intensidad de dicha interacción resulta proporcional a la masa de cada partícula. Por ello, una manera muy eficiente de generar bosones de Higgs en colisionadores como el LHC es a través de la producción de quarks t y b. Al ser los más masivos, son también los que se acoplan con mayor intensidad al bosón de Higgs.

Interacciones fuertes

Aunque el mecanismo de BEH confiere masa a las partículas elementales por medio de los dos procesos anteriores, la mayor parte de la masa que existe en el universo no tiene este origen. En el caso del protón y el neutrón, los quarks (q) que los constituyen apenas dan cuenta del 1 por ciento de su masa total. El 99 por ciento restante procede de la energía de la interacción nuclear fuerte, mediada por los gluones (g), por lo que no guarda ninguna relación con la ruptura espontánea de la simetría electrodébil. Dado que la mayor parte de la masa del átomo se encuentra en el núcleo, podemos concluir que el mecanismo de BEH solo es responsable de una fracción mínima de la masa que observamos a nuestro alrededor.

manera de fijar la redundancia de la teoría completa en la que el bosón sin masa de Nambu-Goldstone desaparece. Simultáneamente, aparece la polarización longitudinal del bosón mediador de la interacción, lo que le confiere masa. En la terminología de Anderson, esta es la manera en que el problema de Yang-Mills y el de Nambu-Goldstone se cancelan uno a otro.

Con todo, la idea de que la polarización longitudinal de un campo gauge masivo podía transmutarse en un bosón de espín cero y sin masa llevaba ya más de dos decenios sobre la mesa. En 1938, el físico de la Universidad de Ginebra Ernst Stueckelberg se había percatado de que era posible recorrer el camino inverso a la fijación de gauge; es decir, que la invariancia gauge podía introducirse «a mano» en teorías que originalmente no la tenían. Stueckelberg estudió un modelo que describía un fotón con masa y que, como tal, no era invariante bajo las transformaciones gauge del electromagnetismo. Sin embargo, esta «deficiencia» podía resolverse añadiendo un nuevo campo escalar que también cambiase bajo una transformación gauge. Si sus variaciones se escogían de la manera adecuada, de modo que compensasen las del modelo de partida, el resultado era una teoría invariante gauge.

El proceso descrito corresponde a introducir deliberadamente —a través del nuevo campo de Stueckelberg— la redundancia característica de las teorías gauge. Del modelo con un fotón con masa y tres polarizaciones independientes, pasamos a una teoría invariante gauge que contiene un fotón sin masa (con dos polarizaciones) y un bosón de espín 0. Para recuperar la teoría original, basta con escoger la regla de fijación de gauge de tal modo que el campo de Stueckelberg se convierta en la polarización longitudinal del fotón masivo con el que habíamos comenzado. Desde este punto de vista, una teoría sin invariancia gauge siempre puede interpretarse como el resultado de fijar el gauge en una teoría que sí exhibe dicha invariancia.

¿Qué ocurre en el caso del modelo estándar? Como mencionábamos arriba, Salam y Weinberg aplicaron el mecanismo de Brout-Englert-Higgs al modelo electrodébil de Glashow, gracias a lo cual obtuvieron una teoría invariante gauge de las interacciones electrodébiles. Sin embargo, el mismo objetivo puede lograrse añadiendo al modelo de Glashow un campo de Stueckelberg. El resultado es una teoría que también es invariante gauge, la cual describe adecuadamente los procesos físicos que tienen lugar por debajo de cierta escala de energías. No obstante, al acercarnos a dicha escala comenzarán a aparecer problemas. Se trata de las mismas dificultades de las que adolecía el modelo de Glashow, lo cual no debería sorprendernos si recordamos que lo único que hemos hecho ha sido introducir artificialmente una

La ruptura espontánea de simetría había aparecido de forma tácita en algunos sistemas de materia condensada, como el modelo de Heisenberg de los ferroimanes

redundancia en el modelo original, el cual podemos recuperar sin más que imponer una fijación astuta de gauge.

Para resolver los problemas que aparecen al aplicar el truco de Stueckelberg, deberemos incorporar a la teoría nuevos grados de libertad que se exciten a la escala de energías a la cual esta comienza a fallar. Hay varias maneras de lograr este objetivo. Podría ocurrir que los bosones de Stueckelberg no fuesen elementales, sino que estuviesen compuestos de partículas de espín 1/2. Esta posibilidad se conoce como hipótesis de tecnicolor (un término ingenioso para referirse a los números cuánticos de dichas partículas, análogo al «color» de los quarks que componen los hadrones). A energías suficientemente altas, los bosones de Stueckelberg se «disolverían» en dichos fermiones, los cuales interaccionarían entre sí a través de un nuevo campo gauge.

Otra posibilidad reside en que el campo de Stueckelberg se corresponda con las configuraciones de mínima energía de un campo escalar elemental: uno caracterizado por un conjunto continuo de vacíos, en cada uno de los cuales la invariancia gauge se encuentre espontáneamente rota. A bajas energías, las únicas excitaciones posibles serían los bosones de Stueckelberg, los cuales pueden absorberse en las componentes longitudinales de los bosones mediadores. A energías elevadas, sin embargo, también debería ser posible excitar las fluctuaciones de dicho campo escalar elemental, las cuales quedarían descritas por un bosón masivo de espín 0 (*véase el recuadro* «La vida en el valle de Higgs»). Esta es la alternativa que corresponde al modelo de Brout, Englert y Higgs y la que, según los resultados del LHC, parece haber escogido la naturaleza.

EL UNIVERSO A CORTAS DISTANCIAS

El concepto de simetría cumple una función central en la física contemporánea, ya que se trata de uno de los instrumentos más potentes y efectivos de los que disponemos a la hora de formular teorías. El mundo que vemos a nuestro alrededor, sin embargo, no es particularmente simétrico. De ahí que la idea de la ruptura espontánea de simetría se haya convertido en uno de los elementos básicos en nuestra descripción del mundo físico.

Su primera aparición tuvo lugar de forma tácita en algunos sistemas de materia condensada, como el modelo de Heisenberg de los ferroimanes o en la teoría fenomenológica de la superconductividad de Ginzburg y Landáu. En física de partículas, la idea aparece en la teoría del campo unificado propuesta por Heisenberg en los años cincuenta del siglo xx. Aunque considerada un desarrollo marginal, se trata probablemente del primer ejemplo de una teoría de campos con múltiples vacíos de simetría reducida. De hecho, fue usada por Nambu para construir su modelo de ruptura espontánea de la simetría quiral.

El carácter universal del mecanismo de ruptura espontánea de simetría hace que algunos resultados, como el teorema de Goldstone, desempeñen una función clave más allá de la física de partículas. Así ocurre en materia condensada, donde incluso el bosón de Higgs, icono contemporáneo de la física de altas energías, tiene su contrapartida en el campo de la superconductividad. En 1981, Peter Littlewood y Chandra Varma, de los Laboratorios Bell, propusieron el análogo a una partícula de Higgs para explicar ciertos resultados experimentales de dispersión Raman en un superconductor de seleniuro de niobio. Este modo colectivo «de Higgs» tiene su origen en las inhomogeneidades espaciales de la energía umbral del superconductor, que oscilan y se propagan.

Pero, a pesar de dichas similitudes, existe una diferencia crucial entre el modo de Higgs de la superconductividad y el bosón de Higgs del modelo estándar. Mientras que el primero aparece como resultado de la interacción de los electrones en el material, el segundo se corresponde con las excitaciones de lo que parece ser un campo fundamental de la naturaleza. En materia condensada, el modo colectivo de Higgs se resuelve en sus constituyentes elementales al considerar distancias del orden de su tamaño cuántico característico, una situación que presenta ciertas reminiscencias con el escenario de tecnicolor.

La situación es muy diferente en el caso del bosón de Higgs. En la teoría electrodébil, la ruptura de la invariancia gauge no se debe al acoplamiento fuerte de otros grados de libertad, sino a la existencia de un nuevo bosón de espín 0, cuyo acoplamiento es débil y que no presenta estructura interna a las escalas de su tamaño cuántico. Su masa es además pequeña comparada con las escalas naturales del problema. Se trata, de hecho, de la primera vez que encontramos algo así en la naturaleza.

El descubrimiento anunciado en el CERN hace ahora dos años tiene por tanto un alcance mayor que la simple constatación experimental de un mecanismo universal de ruptura de simetría. Nos está diciendo que la estructura del universo a cortas distancias es radicalmente distinta de lo que habíamos visto hasta ahora en otros sistemas cuánticos.

PARA SABER MÁS

Los artículos originales de F. Englert y R. Brout; P. Higgs; y G. S. Guralnik, C. R. Hagen y T. W. Kibble fueron publicados en 1964 en *Physical Review Letters*. Hoy son de acceso libre y pueden consultarse en **prl.aps.org/50years/milestones#1964**

My life as a Boson. Conferencia de Peter Higgs en el Kings College de Londres, noviembre de 2010. Disponible en **www.ph.ed.ac.uk/higgs/life-boson**

Eyes on a prize particle. Luis Álvarez-Gaumé y John Ellis en *Nature Physics*, vol. 7, págs. 2-3, enero de 2011.

Life after 13/12/11. Conferencia de Nima Arkani-Hamed en la 29.ª Escuela de Invierno de Física Teórica de Jerusalén, diciembre de 2012. Disponible en **www.youtube.com/watch?v=QfSTvGMT41o**

An invitation to quantum field theory. Luis Álvarez-Gaumé y Miguel Á. Vázquez-Mozo. Springer, 2012.

The BEH mechanism, interactions with short range forces and scalar particles. Real Academia Sueca de las Ciencias, octubre de 2013. Disponible en **www.nobelprize.org/ nobel_prizes/physics/laureates/2013/ advanced-physicsprize2013.pdf**

EN NUESTRO ARCHIVO

Teorías gauge de las fuerzas entre partículas elementales. Gerard 't Hooft en *IyC*, agosto de 1980.

Philip W. Anderson: El genio hosco de la física de la materia condensada. John Horgan en *IyC*, marzo de 1995.

Onnes y el descubrimiento de la superconductividad. Rudolf de Bruyn Ouboter en *IyC*, mayo de 1997.

Cuando se rompe la simetría: Higgs, supersimetría, dimensiones extra. Edward Witten en *IyC*, abril de 2005.

Un abanico de partículas. Jeremy Bernstein en *IyC*, septiembre de 2012.